

(51)Int.Cl.<sup>7</sup>G 0 1 N 21/17  
A 6 1 B 3/12  
G 0 1 N 21/45

識別記号

6 2 0

F I

G 0 1 N 21/17  
21/45  
A 6 1 B 3/12

テ-マコ-ド(参考)

6 2 0 2 G 0 5 9  
A  
E

## 審査請求 未請求 請求項の数4 O L (全11頁)

(21)出願番号 特願2002-151650(P2002-151650)  
 (22)出願日 平成14年5月27日(2002.5.27)  
 (31)優先権主張番号 1 0 1 2 9 6 5 1. 7  
 (32)優先日 平成13年6月15日(2001.6.15)  
 (33)優先権主張国 ドイツ (D E)

(71)出願人 396000455  
 カール ツァイス イエナ ゲゼルシャフト ミット ベシュレンクテル ハフツング  
 ドイツ D-07745 イエナ カール ツ  
 アイス プロムナーデ 10  
 (72)発明者 アドルフ フリードリッヒ フェルヒエル  
 オーストリア A-1230 ウィーン ハー  
 スライテルタイク 3/11  
 (74)代理人 100071098  
 弁理士 松田 省躬

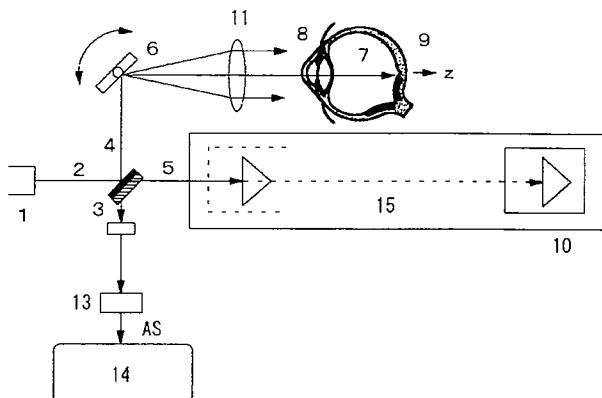
最終頁に続く

(54)【発明の名称】 P C I 測定信号およびO C T · A走査信号における分散の立体的可変相関核による後からの数値補償

(57)【要約】 (修正有)

【課題】光線通過媒質の分散は、コヒーレント長を拡大させO C Tの深部分解能を低下させている。

【解決手段】z方向の測定軸に沿ってそれぞれz方向に反射する光線の唯一のスポット箇所についての干渉計信号と、それに対応する同分散値を持つ立体的可変相関核とを相関させることによって、分散の影響を後からの補償で除去する、短コヒーレンス干渉計および/またはO C T干渉計の信号における分散補償のための方法および/または装置を提供する。



## 【特許請求の範囲】

【請求項1】 $z$ 方向の測定軸に沿ってそれぞれ $z$ 方向に反射する光線の唯一つのスポット箇所についての干渉計信号と、それに対応する同分散値を持つ立体的可変相関核とを相関させることによって、分散の影響を、後からの補償で除去することを特徴とする、短コヒーレンス干渉計および/またはOCT干渉計の信号における分散補償のための方法および/または装置

【請求項2】立体的可変相関核を、実測干渉グラフから求めることを特徴とする請求項1に記載の方法および/または装置

【請求項3】立体的可変相関核を、理論的公式から求めることを特徴とする、請求項1に記載の方法および/または装置

【請求項4】立体的可変相関核を、理論的または実験的初期信号と測定した分散化干渉項との比較によって求めることを特徴とする、請求項1に記載の方法および/または装置

## 【発明の詳細な説明】

## 【0001】

【発明の属する技術分野】高分解能型光コヒーレンス・トモグラフィー (Optical Coherence Tomography; OCT) の増加と共に広帯域光源の使用がますます増えてきている。

## 【0002】

【発明が解決しようとする課題】それに伴って、光線透過媒質の分散がOCT・A走査信号に与える影響もますます増大している。分散は、コヒーレンス長を拡大させ、それによりOCTの深部分解能を低下させている。

## 【0003】

【課題を解決するための手段】本発明によれば、分散によって惹起されるコヒーレンス長の拡大およびそれに伴うA走査信号の歪みおよび延長は、局部のA走査信号を、理想分散時の局部信号に対応する相関核と (A走査\*

$$I(Z - Z_0) = I_0 + I_R + \{2\sqrt{(I_0 \cdot I_R)}\} \cdot \operatorname{Re}\{g(Z - Z_0)\}; \quad (1)$$

式中 $z$ は参照ミラーのポジション、 $Z_0$ は光線反射箇所のポジションである。右項の第三被加数は、そこに干渉現象の表現される干渉項である。それは、以下では(光学) A走査信号と称されている信号に相当する。

【0007】 $g(Z - Z_0)$ は、コヒーレンス長と関連する複素コヒーレンス度である (M. BornおよびE. Wolfの手引書 "Principles of Optics" (「光学原理」) /ケンブリッジ大学出版部、1998年刊)。これまでに説明してきた関係から容易に察知できるように、対象物内の反射光線箇所の深部ポジションを特定することのできる分解能は、利用する光線のコヒーレンス長の大きさにほぼ相応している。物理光学の手引書(例えばBornおよびWolfの手引書)から明らかなように、このコヒーレンス長は、値 $\lambda_0^2 / \Delta\lambda$ である。但し、 $\lambda_0$ は使用光線の平均波長、 $\Delta\lambda$ は同光線の波長帯域幅である。この値の

\*信号座標 $z$ に関して) 相関させることによって阻止される。

【0004】図1は本発明に基づく方法の配置を表わしている。そこでは、光源1が短コヒーレント光線2を放射する。光線2はビームスプリッタ3により、測定光線4と参照光線5とに分離される。測定光線4はビームスプリッタ3により、走査ミラー6および光学系11を通して、測定対象物7に向けられる。測定光線は、その角膜前面8や眼底表面9などの光学的界面で部分的に拡散または反射する。ビームスプリッタ3を通過した参照光線5は、走査テーブル15に設置された参照ミラー10に衝突し、その参照ミラーで反射してビームスプリッタ3の方へ戻される。反射した参照光線はビームスプリッタ3により、光検出器13の方に導かれ、そこで測定対象物7からの反射光線と干渉し合う。

【0005】短コヒーレンス干渉測定およびOCTの場合、信号記録は参照ミラー10の移動の間に行なわれる。その場合、光線反射箇所の深部ポジションは、光検出器13に現われる干渉を通して、電気的A走査信号ASとしてPC14により記録される。この干渉は、光のコヒーレンス長と同じ許容差を持つ参照光線の光路長が測定光線の光路長と等しい場合に現われる。この信号の時間的間隔と既知である参照ミラー10の作動速度とから、測定対象物の光線反射箇所のポジションが公知の方法で求められる。この過程はしばしば「深部走査」と称される。これは、様々な短コヒーレンス干渉分析長さ測定法およびいわゆる光コヒーレンス・トモグラフィー(OCT)の基礎になっている。

【0006】OCTの場合、対象物内隣接部の深部走査信号から公知の方法で画像が得られる。 $I_0(z; t)$ および $I_R(z; t)$ がそれぞれ対象物光および参照光の強度であるとすれば、対象物深部 $Z_0$ における光線反射箇所の深部走査において生成される強度は、下記干渉法則の公式によって与えられる :

$$I(Z - Z_0) = I_0 + I_R + \{2\sqrt{(I_0 \cdot I_R)}\} \cdot \operatorname{Re}\{g(Z - Z_0)\}; \quad (1)$$

時間的長さは、 $1 / c \cdot \lambda_0^2 / \Delta\lambda$ で、コヒーレンス時間と言う。

【0008】短コヒーレンス干渉測定およびOCTでの分解能は、測定対象物における分散によって低下する。使用光線の帯域幅が広ければ広いほどこの影響は大きくなる。その結果、例えば使用光線のコヒーレンス長が十分に短い場合でも、眼底では約 $20 \mu\text{m}$ 以上の分解能は不可能になってしまう。従って分散の補償をしなければならないが、それには例えば、干渉計参照アームの光路に測定光線におけるのと同じ長さおよび同じ分散の透明体を設置することにより、干渉計参照アームに同一の分散をもたらすようにする(いわゆる分散バランス)。しかし、測定光線内には様々な対象物が存在していて、測定箇所も場合によっては様々な深度のところにあるので、測定光線に対して然るべき補償効果のある光路区間

を実現するのは不可能ではないにしても困難なことが多い。

### 【0009】

【発明の実施の形態】以上のことから、本発明では短コヒーレンス干渉計またはOCT干渉計における分散を、参照光路に補償光路区間の設定なしに補償すること、または固定した長さを持つその種光路区間だけを設置することを課題に置いている。この課題は、A走査信号における分散を計算により後から補償することにより達成される。

【0010】そのため、本発明では、z軸に沿ってそれぞれz方向に反射する光線の唯一つのスポット箇所（数学的にはデルタ関数 $\delta(Z - Z_0)$ として表わすことができる）についての干渉計信号 $A_S(z)$ と、それに対応する同分散値を持つ相關核 $K(Z - Z_0)$ とを計算により相関させる。この相關核 $K(Z - Z_0)$ の正確な形態は等式1の干渉項 $g(Z - Z_0)$ である。 $K(Z - Z_0)$ は $Z - Z_0$ の関数として次のようにして求める：まず最初\*

$$V(z=0; t) \propto e^{-t^2/\tau_0^2} \cdot e^{i\omega_0 t}$$

【0013】相關核の分散化形態の計算にはGhatat and Thiyagarajanの手引書（“Introduction to Fiber Optics”）

$$V(z, t) \propto \exp[(t-z/v_r)^2/\tau^2(z)] \cdot \exp[i(\phi(z, t) - k_0 z)] \quad (3)$$

但し、 $\tau(z) = \tau_0(z) \sqrt{(1 + 4\alpha^2 z^2) / \tau_0^2}$   
 $\alpha = d^2 k / d \alpha^2$  は二次分散で、 $\tau_0$ は非分散光のコヒーレンス時間である。

【0014】個別操作過程は次のように行なうことができる：光源データおよび分散性媒質データに基づく立体的可変相關核の理論的算定：この計算は、干渉計において分散性対象物が光インパルスに対しても、同じ光インパルスの干渉項に対するのと同一作用を及ぼすという★

(1) 出力データ (SI単位) :

コヒーレンス時間	$\tau_0 = 0.35 \cdot 10^{-14}$	$J := 100$	$j := 0 \dots J-1$
平均波長	$\lambda_0 = 5.5 \cdot 10^{-7}$		
真空中の光速度	$C = 3 \cdot 10^8$		

コヒーレンス長:  $C \tau_0 = 1.0500E-006$

対象物素材としてガラスを想定する。Diels/Rudolph分

散値、極短レーザパルス現象／アカデミックプレス、1996年刊、

屈折率  $n := 1.52$

$dn/d\lambda (PC) \quad d\lambda := -0.05$

二次分散  $d^2 n / d\lambda^2 := 0.38 \cdot 10^{-2}$

本発明に基づく他の相關核測定法と比較し得るように、ここでは顕微鏡カバーガラスによる分散化信号を基にして相關核を計算する。

ガラスの厚さ  $z := 0.14410^{-3}$  一次分散  $d\lambda := (1/c) \cdot n - \lambda_0 \cdot d\lambda$

群速度  $v_g := 1/d\lambda$

【0016】(2) 出力波 (=光源からの出力波) 信号

\*に、コヒーレント光学の規則に従い、規格化された波長スペクトルのフーリエ変換値としてコヒーレンス関数 $g(Z - Z_0)$ を得る。これは値1に規格化された干渉項である。

【0011】この干渉項は、様々な対象物深部 $z$ における様々な分散に対応して修正される。そのようにして得られた干渉項については、二次分散考慮のためにフーリエ変換される。干渉項のフーリエ成分は、分散性対象物において長さの二乗に比例する付加的位相差を得ることになる。

【0012】個別操作過程は次のように行なうことができる：

#### 1. 理論的公式の使用

まず第一に、二次分散およびそれ以上の高次分散に対する初期相關核をゼロと定める。それは、分散バランスにおける干渉計信号に、あるいはまた光源の初期スペクトルを有す光インパルスに相当する。多くの場合では次のガウス形態を想定することができる：

(2)

【0013】相関核の分散化形態の計算にはGhatat and Thiyagarajanの手引書（“Introduction to Fiber Optics”）

にある表現が使用できる。即ち次の通りである：

★ことに基づいて行なわれる。コヒーレンス関数においてガウス包絡線が、あるいはスペクトルにおいてガウス形態が想定される。それは多くの部分コヒーレント光源についても近似的に当てはまることがある。この方法は干涉全般と同様に - 包絡線の形態にはあまり左右されない。

### 【0015】

40 形態の計算  
 Ghatak/Thiyagarajan著 “Introduction to Fiber Optic

s”（「光ファイバ入門」）に記載されている等式6.3

6および6.37に基づく

分散 $K := 2 \cdot \alpha \cdot z / \tau^4 (1 + 4 \cdot \alpha^2 \cdot z^2 / \tau^4)^{-1}$

$\alpha := (\lambda_0^3 / 2 \cdot \pi \cdot c^2) \cdot d^2 n / d\lambda^2$

$\tau Z := t_0 \cdot \sqrt{(1 + 4 \cdot \alpha^2 \cdot z^2 / \tau^4)}$

時間ステップ  $\Delta \text{時間} := \tau Z / 20 / J - 1$

離散フーリエ変換によるデータの鏡映 $k_j := j - J$

入力信号 $*0 \quad \Delta \text{時間} 0 := \tau Z / 20 / J - 1$

$\psi 10_j := \cos(2 \cdot \pi \cdot C / \lambda_0 \cdot J \cdot \Delta \text{時間}) \cdot \exp[(J \cdot \Delta \text{時間})^2 / \tau^2]$

$\psi 20_j := \cos(2 \cdot \pi \cdot C / \lambda_0 \cdot KJ \cdot \Delta \text{時間}) \cdot \exp[(KJ \cdot \Delta \text{時間})^2 / \tau^2]$

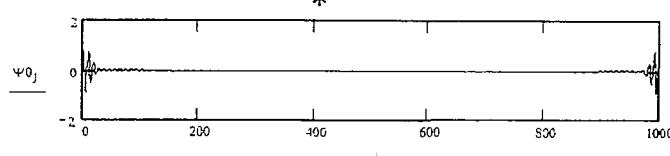
5

6

 $^2/\tau^2$ 

$$\psi_0 := \psi_{10} - \psi_{20}$$

\*【表1】



グラフは（離散フーリエ変換では常例である）鏡映形態の初期波を示している。これは分散のない干渉項に相当する。

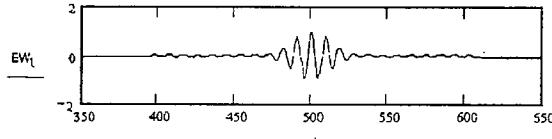
※10

$$EW_j := \begin{cases} \psi_0 & \text{もし } j \geq \frac{J}{2} \\ j - \frac{J}{2} & \\ \psi_0 & \text{もし } j < \frac{J}{2} \\ j + \frac{J}{2} & \end{cases} \quad t := 350 \dots 650$$

ここでは初期波は鏡映解除されている。

入力波：

【表2】



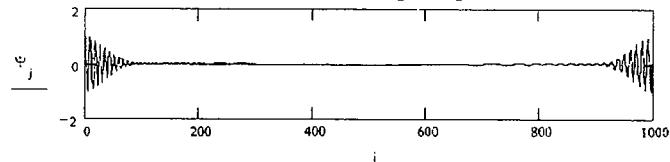
これは実験で得られた初期波であり、同一波を持つ干渉★

※【0017】検査のための鏡映解除：  
【式1】

★項に対応する。

【0018】(3) 区間 z 経過後の分散波  $\psi_{1j} := \cos[2 \cdot \pi \cdot (c/\lambda_0) \cdot j \cdot \Delta \text{時間} + k \cdot (j \cdot \Delta \text{時間})^2] \cdot \exp[(j \cdot \Delta \text{時間})^2 / \tau Z^2]$   
 △時間  $\cdot (J-1) = 1.986E-013$   
 $\psi_{2j} := \cos[2 \cdot \pi \cdot C \cdot \lambda_0 \cdot K_j \cdot \Delta \text{時間} + K \cdot (K_j \cdot \Delta \text{時間})^2] \cdot \exp[(K_j \cdot \Delta \text{時間})^2 / \tau Z^2]$   
 $\psi := \psi_1 + \psi_2$

【表3】



ここでは分散によって延長された波（鏡映形態）が描かれている。その延長状態は、周期の計測および初期波との比較より容易に認められる。分散は c によって、深度の二乗依存性は  $(k \cdot \Delta \text{時間})^2$  によって考慮されている。

☆

☆【0019】(4) 鏡映解除された分散波は立体的可変相関核を生み出す。ここでは顕微鏡カバーガラス裏面についての計算をする。

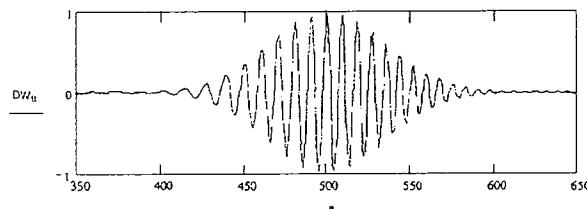
【式2】

$$DW_j := \begin{cases} \psi_0 & \text{もし } j \geq \frac{J}{2} \\ j - \frac{J}{2} & \\ \psi_0 & \text{もし } j < \frac{J}{2} \\ j + \frac{J}{2} & \end{cases} \quad tt := 350 \dots 650$$

この分散波（=相関核）は — 包絡線を除き — 顕微鏡カバーガラスの裏面で反射した光について経験的に得た分散化干渉項に極めて正確に一致している。次例参

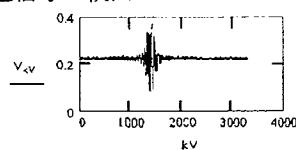
照。

【表4】



【0020】2. 初期相関核の理論モデルを利用すると共に実験記録の分散化干渉項も使用するという半経験的方法によっても実分散を定型化することができる。分散のない理論的出力信号の分散化実験信号への適合による立体的可変相関核の半経験的測定

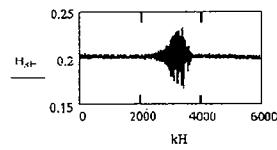
【0021】(1) A走査信号の検出



\*

\*本プログラム部分は、実験的測定において個別に求めた信号を表示する目的だけに用いられる。A走査信号の連続的記録の場合では、本項末尾に「A走査」として表示されている信号が直接得られる。

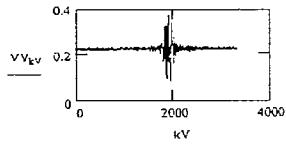
【表5】



上記画像はA走査の実験的分散部分信号（右）と非分散部分信号（左）である。

$$L := \text{長さ}(V) + \text{長さ}(H) = 9.2 \times 10^3 \quad j := 0..L-1$$

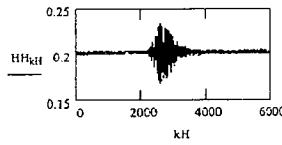
$$W_{k,v} := V_{\text{長さ}(V) - kv - 1} \text{長さ}(W) = 3.3 \times 10^3 \quad \text{※}$$



$$\text{※} H_{k,H} := H_{\text{長さ}(H) - kh - 1} \text{長さ}(H) = 5.9 \times 10^3$$

【0022】

【表6】



ここでは二つの部分信号が正しい位置に配位されている。

30

$$L := \text{長さ}(V) + \text{長さ}(H) \quad L = 9.2 \times 10^3 \quad jj :=$$

$$0 \dots L-1$$

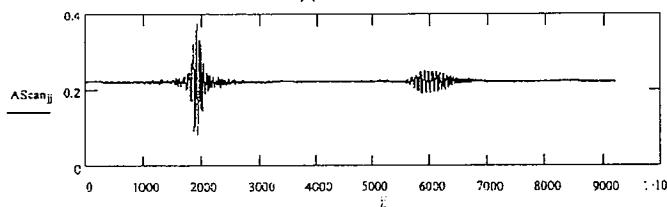
【式3】

$$A_{\text{走査}}_{jj} := \begin{cases} k \leftarrow jj \\ V_{V_k} \quad \text{もし} \quad k \leq \text{長さ}(V)-1 \\ H_{H_{k-\text{長さ}(V)}} + 0.0235 \quad \text{そうでなければ} \end{cases}$$

★【表7】

30

★

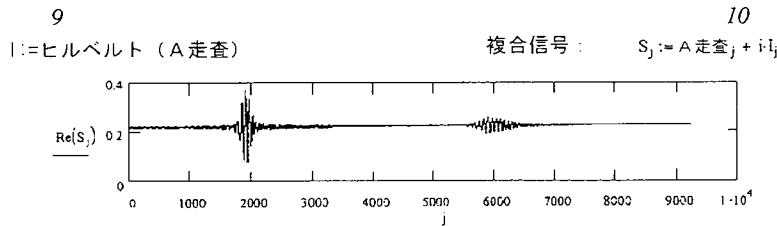


これは実験によるA走査信号である。左は分散なし、右は分散あり。

【0023】(2) ヒルベルト変換： 本プログラム部分では - BornおよびWolfの手引書§10.2に基

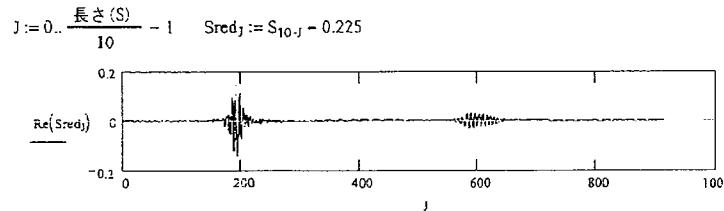
づき - 実A走査信号から、三角関数の使用回避に繋がることにより続いての計算を大幅に簡易化させる複合「分析」信号Sを算出する。

【表8】



これは、複合分析信号の実部分が実験A走査信号に等しいことを表わすA走査信号の制御プロットである。

【0024】(3) 低減化信号 : 本プログラム部分では、データ量の低減化のため他の計算には10番目毎の\*10

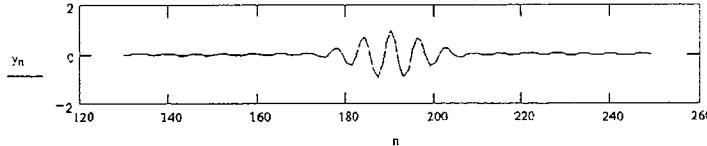


これは、低減化信号がオリジナルのA走査信号を正しく再現していることを表わす別な制御プロットである。

【0025】(4) 合成立体的可変相関核の計算 :

初期信号 = 下記パラメータを持つ y

$A_m := 1$   $B_m := 1$   $C_m := 0.001$   $\mu := 190$   $|c| :=$   
 $= 9.067$   $n := 130..(2501/10) - 1$   $N_n := n$   $LK := \text{※}$   
 $y_n := A_m \cdot \sin\left(\frac{-(\kappa_n - \mu)^2}{4c^2} \cdot \ln(2)\right)$



これは初期信号の半経験的モデルであり、単に、求める相関核の基礎となるものである。

【0026】(5) 相関核ベース = y から取り出した一部 :

$k := 0..LK - 1$   $RK_k := 0.01 \cdot y_k + 130$   $IK := \text{ヒルベルト}$   
 $(RK)SK_k := RK_k + i \cdot IK_k$

(6) 分散の参照信号  $Bez_k := Re(S_{redk} + 540)$

これは分散した干渉項の実部分である。

(7) 背面における相関核スペクトル  $FK := \text{cfft}(SK)$

【0027】(8) 合成相関核 : a は二次分散の大きさを決定し、そのため A 走査におけるポジションに依存する。ここでは a は試行に基づく実験的信号 (Bez = 参照信号) との比較によって得られる。最初はゼロを巡る

\*測定値を選択する。それによって計算時間が単に短縮されるばかりか、省略できることもある。

【表9】

※120

パラメータ  $A_m$  および  $B_m$  は出力信号の振幅および周波数を決定する。値 190 は、非理論的出力信号 y の中央ポジションである。

【表10】

20

【表11】

30 小さな値から始め、合成相関核のチャーブ (=周期長変化) を実験的信号のチャーブに適合させる。44.01+c.a. は、相関窓における相関核のセンタリングに用いられるが、その場合の a 値は様々である。a 値は対象物深度に依存している。BK7 および光源としてのフィルタ付き Hg 高圧ランプから成る厚さ 140  $\mu\text{m}$  のカバーガラスでは a = 10.41 である。BK7 における a の中間値は補間法で求めることができ、厚さゼロは a = 0 に相当する。

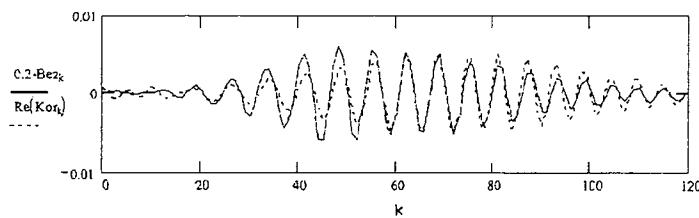
【0028】それ以上の BK7 の厚みは補外法で求めることができる。

【表11】

11

$$a := 10.41 \quad c := 1.7$$

$$Kor := \text{icfft}(DFK)$$

$$DFK_k := PK_k \cdot e^{-i\pi \cdot a \frac{k^2}{L} + i\pi \cdot k \cdot (44.01 + ca)}$$


この制御プロットは、合成相関核(Kor)が実験的に得られた参考信号(Bez)と一致することを示している。

### 【0029】3. 実験的方法

最終的には完全に経験に基づいて行なうこともでき、その場合では初期相関核としては、対象物の第一界面から、または光路中、測定光線に垂直に向けられたミラーの第一界面から得られるA走査干渉計信号の数値が利用できる。この信号のフーリエ成分は、分散媒質中の二次分散によりフーリエ座標の二乗に依存する付加位相を有している。この付加位相は、A走査干渉計信号のフーリエ換算値に添えることが可能である。

10 \* 【0030】下記の場合ではこの方法が選択されている。その説明を参照のこと。この方法は上記の理論公式適用の場合に比べて、放射スペクトルのコヒーレンス時間もその形態も知る必要がないという長所を持っている。数値相関法については予め補足説明しておかねばならない：数値相関はPCで実行できる。即ち、まず一つの方法としては干渉計信号IS(z)の実強度および相関核K(Z-Z<sub>0</sub>)を用いて行なう。

【0031】その相関は下記形態となる：

【式4】

$$\frac{1}{m} \sum_{i=0}^{i=m-1} [I_i - \bar{I}] [K_i - \bar{K}]$$

尚、上線付きIおよびKはそれぞれIおよびKの平均値を、mは、K(Z-Z<sub>0</sub>)のZ-Z<sub>0</sub>部分を表わしている。

【0032】これに代わる第二の方法として、ヒルベルト変換を用いて干渉計信号IS(z)と相関核K(Z-Z<sub>0</sub>)を

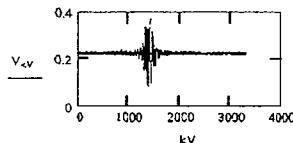
$$\hat{I} \cdot \hat{K} *$$

尚、K\*は共役複合相関核である。

【0033】間隔142μmの二つの界面を持つBK7製対象物において、実験で求めた相関核を持つA走査信号の本発明に基づく分散補償の例

(1) A走査信号の検出

この第一プログラム部分は、第一測定においてやや煩雑★



これらは、ガラスプレートにおいて実験で得られた分散なしのA走査信号(左)および分散したA走査信号(右)である。

L := 長さ(V)+長さ(H) L = 9.2 × 10<sup>3</sup>

J := 0 .. L - 1

※Z<sub>0</sub>)とから、当該複合値I(上線付き)およびK(上線付き)を求める、その積より相関包絡線を得ることができる。

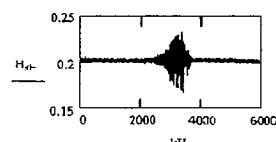
【式5】

(3)

(4)

30 ★な操作により個別実験的に求めた信号を表示するためにのみ使用される。A走査信号の連続的表示では、本項末尾に「A走査」として描かれているような信号が得られる。

【表5】



W<sub>KV</sub> := V<sub>長さ(V)</sub> - K<sub>V</sub> - 1 長さ(W) = 3.3 × 10<sup>3</sup> H<sub>KH</sub> := H<sub>長さ(H)</sub> - K<sub>H</sub> - 1 長さ(HH) = 5.9 × 10<sup>3</sup>

【0034】

【表6】

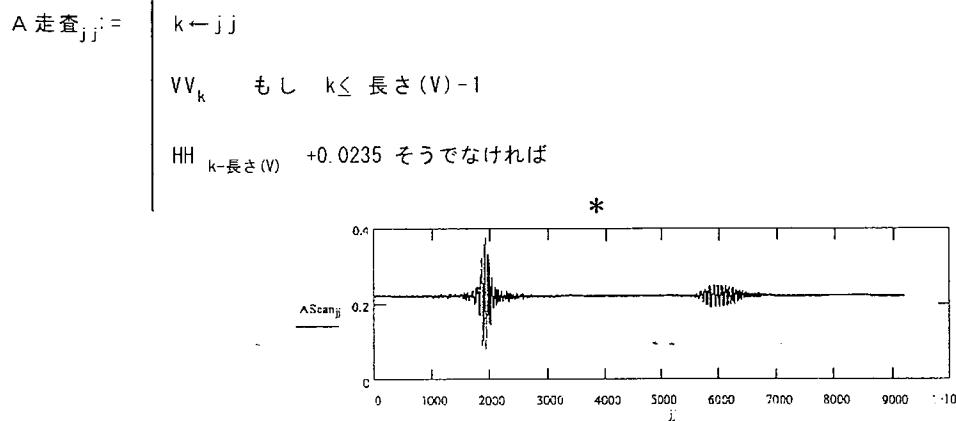


上記のA走査信号は左右逆に記録されており、ここで修正した。

$$L := \text{長さ}(V) + \text{長さ}(H) = 9.2 \times 10^3 \quad jj :=$$

$$0 \dots L - 1 \quad 10$$

【式3】



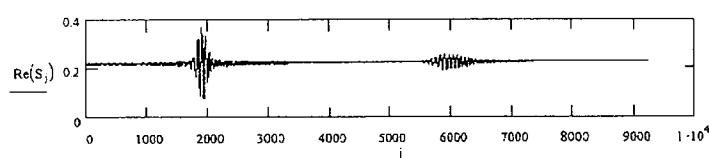
これは本発明に基く方法をデモンストレーションするための実験によるA走査信号である。

【0035】(2) ヒルベルト変換：本プログラム部分では — BornおよびWolfの手引書§1

\*【表7】

【表8】

$$\text{複合信号} : S_j := A\text{-走査}_j + iI_j$$



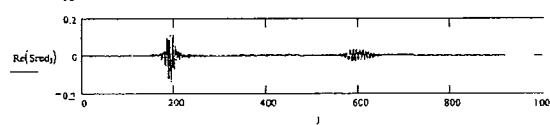
このプロットは、複合信号の実部分が上記のA走査信号と一致していることを示している。

【0036】(3) 低減化信号：本プログラム部分★

★では実験データ量の低減化のために、以降の計算にはそれぞれ10番目毎の測定値が選択される。

【表9】

$$j := 0, \frac{\text{長さ}(S)}{10} - 1 \quad S_{red,j} := S_{10 \cdot j} - 0.225$$



このプロットは、低減化信号の実部分がA走査信号と一致していることを示している。

【0037】(4) 参照信号：既知の分散 — こ  
こでは無分散 — を持つ特異なA走査反射は分散対象物への入射箇所で発生するので、相関核の定型化に利用される。この場合簡易化のため以降では10番目毎の測定値だけが利用され(Bred)、それによって計算時間が短縮される。尚、それぞれの測定値を用いることも可能

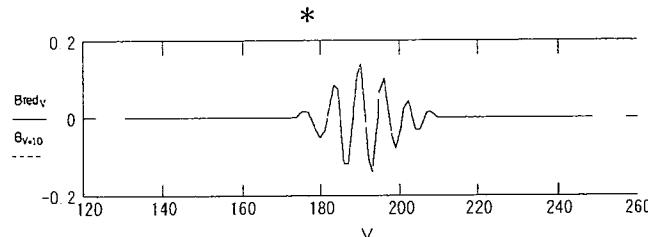
である。

$$\text{部分 } b := 1300 \dots 2500$$

【式6】

15

$B_{b1} :=$   
 $w \leftarrow b$   
 A 走査  $w = 0.225$  もし  $w \geq 1735 \wedge w \leq 2087$   
 0 そうでなければ



$Bred$  は、以下で核生成のために利用される参照信号である。

【0039】(6) 相関核基底= $Bred$ の部分：相関核本来の定型化にはより狭い意味での信号、ここでは  $v = 130 \sim 250$  の部分だけが利用される。

$LK := 120 \quad k := 0 \cdot LK - 1 \quad RK_k := Bred_{k+130}$

$IK :=$  ヒルベルト ( $RK$ )

$SK_k := RK_k + i \cdot IK_k$

(7) FT：フーリエ変換値は本発明に基づき相関核基底  $SK$  から求める。相関核基底とは、

$FK := c f f (SK)$

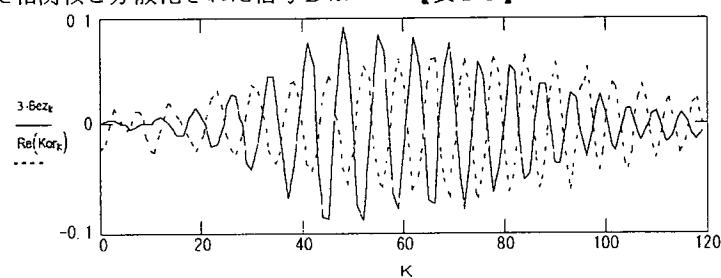
ここでは相関核の定型化に利用される部分信号のことである。

【0040】(8) 分散の参照信号：定型化された相関核との比較には、本発明に基づき以下のように(図内)、分散化されたA走査反射が利用される。

$Bez_k := R e (Sred_{k+540})$

(9) 相関核のスペクトル：非分散のA走査信号には、本発明に基づきここではA走査座標

(指標  $K$ ) の二乗に依存する位相項が付与される。これは二次分散を定型化する。  $a$  は相関位置に依存する大きさである。それは経験的に得られる。即ち、  $a = 1$  から始め、そのようにして得た相関核と分散化された信号  $B$  ≈



このプロットは、  $a$  および  $c$  の変更によって経験的に得られた、相関核  $K_{or}$  の実部分と参照信号  $Bez$  との一致を示している。

【0043】(11) 相関：相関は複合A走査信号とA走査軸に沿って変化する、つまり立体的に可変である相関核との積 (SMS.Skor) によって形成される。A走査信号の表示には実部分、即ちその値自体、その値の二乗

\* 【0038】(5) 低減化参照信号 :  $Bred \quad V := 1$   
 $30..長さ(B)/10 - 1 \quad Bredv := B_{10} \cdot v$   
 【表12】

\*  $e_z$  とを比較し、下記第10番目のプロットに見られるような  $B e_z$  と一致するまで  $a$  を変更する。  $c + 44$  は相関窓における相関核の適正な位相位置の確定に寄与している。

$a := 10.5 \quad c := 1.7$

【式7】

$$DFK_k \leftarrow FK_k \cdot e^{-i\pi \cdot a \cdot LK \left( \frac{k}{LK} \right)^2 + i\pi \cdot k \cdot (a \cdot c + 44)}$$

20

【0041】(10) 相関核：相関核は、本発明に基づき逆フーリエ変換によって得ることができる。それは立体的に可変な相関核である。立体依存性は  $a$  によって表わされる。BK7の  $140 \mu m$  の深度位置における  $a$  の値は  $10.5$  である。中間値は補間法によって求めることができる。その場合  $a = 0$  はガラス深度ゼロの位置に相当する。ガラス深度がそれ以上のときの値は対応の補外法から求められる。

【0042】図は定型化相関核 (Kor) と分散化した実験的A走査信号 (Bez) とがよく一致していることを示している(位相が交互に重なり合わされて図示されている)。

$Kor := icff(DFK)$

【表13】

50

(本例の場合) または積 (SMS.Skor) から導き出された別な値が利用できる。本発明によればこの場合でも、分散によって縮小したA走査信号の振幅は、相関核とA走査座標 ( $K$ ) に依存する値とを掛け合わせることによって増幅させることができる ( $K$  は相関信号 SM のプロットから読み取ることができる)。  $K$  値が高い場合に信号が弱ければ弱いほど、  $K$  の累指数をますます大きく選択し

なければならない。本例では最適値はほぼ  $K$  に等しく 0.8 である。最適値は相関核の品質および窓の大きさに依存している。この値は対象物に対応させることもでき、例えば散乱性の強い対象物についてはより大きな\*

$$SM_{\text{インデックス}} := K \leftarrow \text{インデックス}$$

$$x a \leftarrow 0 \quad \text{もし } k < 130$$

$$x a \leftarrow (K-130) \cdot \frac{10.5}{410} \quad \text{そうでなければ}$$

for  $j \in 0..LK-1$

$$DFK_j \leftarrow FK_j \cdot e^{-i\pi \cdot xa \cdot LK \cdot \frac{j}{LK}^2 + i\pi \cdot j \cdot (xa \cdot c + 44)}$$

$$FK_j \leftarrow DFK_j \cdot e$$

Kor  $\leftarrow$  icfft (DFK)

$$SKor \leftarrow \sqrt{K} \cdot \text{サブマトリクス} (Kor, 0, 119, 0, 0)$$

$$SMS \leftarrow \text{サブマトリクス} (Sred, K, K+119, 0, 0)$$

$$(|SMS, SKor|)^2$$

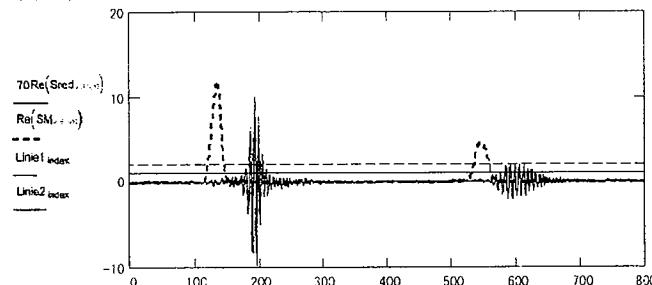
これは相関を計算するプログラムである。上から 5 行目には、実験的に得られた出力核フーリエ関数  $FK$  および  $j$  の二乗に依存する、分散考慮された位相項を持つ相関核スペクトルが表わされている。次行で逆フーリエ変換

(icfft) が行なわれ、次に相関計算のため最終プログ

\* ラムセルにおいて 120 要素から成るサブマトリクスが 20 形成される。

【0045】

【表14】



このプロットから分かるように、分散化信号（右方信号、連続線）の半値幅は分散補償によって半分以下（右方信号、破線）になっている。相関関数の左方へのシフトは窓幅に相当する。このシフトは容易に解除可能である。ここではシフトによって画像が見やすくなる。

【図面の簡単な説明】

【図1】本発明の構成

【符号の説明】

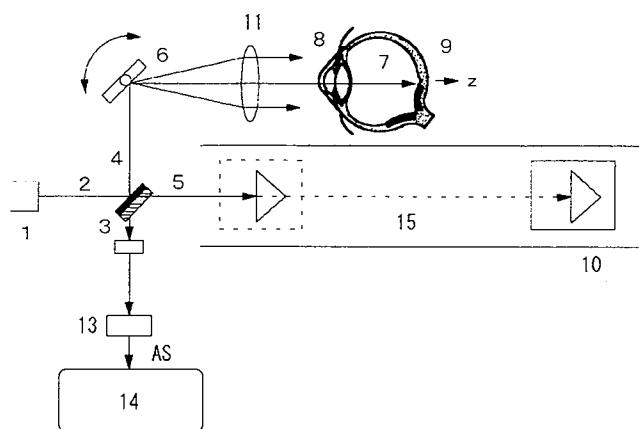
1 光源

2 短コヒーレント光線

3 ビームスプリッタ

4	測定光線
5	参照光線
6	走査ミラー
7	測定対象物
8	角膜前面
9	眼底表面
10	参照ミラー
11	光学系
40 13	光検出器
14	P C
15	走査テーブル

【図1】



---

フロントページの続き

F ターム(参考) 2G059 AA05 BB12 BB14 CC16 EE02  
EE09 EE10 EE12 GG10 JJ13  
JJ15 JJ22 KK01 MM02 MM10